

狭窄部を通過する津波の流速鉛直分布と 底面せん断応力特性

CHARACTERISTICS OF VELOCITY VERTICAL DISTRIBUTION AND BOTTOM SHEAR STRESS OF TSUNAMI IN A STRAIT

大谷英夫¹・高尾誠²・藤井直樹³

Hideo Ohtani, Makoto Takao and Naoki Fujii

¹正会員 工修 大成建設株式会社 技術研究所海洋水理研究室 (〒245-0051 横浜市戸塚区名瀬町 344-1)
²正会員 工修 東京電力株式会社 原子力技術部 (〒100-0011 東京都千代田区内幸 1-1-3)
³正会員 東電設計株式会社 原子力土木部 (〒110-0015 東京都台東区東上野 3-3-3)

Tsunami causes erosion and accretion in a harbor or a bay, which may result in the collapse of structures and the damage of harbors. It is important to calculate the accurate sea bottom changes by Tsunami. The strong pressure gradient transforms the velocity vertical distribution in a strait or a bay mouth where the flow is accelerated and decelerated rapidly. It is necessary to study the propriety of the method that the bottom shear stress is estimated by the mean flow formula.

Characteristics of the velocity distribution and the bottom friction velocity of tsunami were carefully investigated by experiments in a narrow strait where the Shields number is more than 10. The velocity distribution becomes uniform in the acceleration phase, and the bottom friction velocity becomes large by the strong velocity gradient near the bottom. Based on the results, the method of evaluation of the bottom shear stress by the log-wake law is proposed.

KEY WORDS : tsunami, velocity distribution, strait, pressure gradient, bottom shear stress, log-wake-law

1. はじめに

津波に関する検討は、従来、水位が対象とされていたが、最近では、津波による侵食や堆積作用に起因した構造物の倒壊や港湾機能障害等、土砂移動による被害に着目されるようになった(首藤¹⁾). 津波来襲時の海底地形変化の予測には、浅海域の複雑な地形における津波の正確な流況解析と、シールズ数が10を越える大きな掃流力と流れの加速減速に対応できる適切な非平衡流砂モデルの適用が重要になる。

津波来襲時の海底地形変化計算方法は、津波の流況を非線形長波方程式を用いて行い、得られた掃流力からブラウン型の全流砂量式および流砂の連続式で海底地形の変化を求めるものが一般的である(高橋ら²⁾). 非線形長波方程式を用いた浅海域での流況は、十分な精度で計算できる。例えば、藤井ら³⁾は、港内に進入する津波を対象に、その流況を計算と実験で比較した。港口での跳水の発生、港内の渦等など含めて、実験結果をよく再現している。一方、津

波の掃流力について研究した例はあまりない。その中で、小林ら⁴⁾は、津波の底面せん断応力の評価に流速の対数則分布を水深方向に積分した式形が抵抗則として適用できることを実験で確かめている。しかし、特に、土砂移動のソースとなる湾口、港口など急激な流速の加速・減速を伴う流況では、欄津ら⁵⁾の研究に代表されるように強い圧力勾配の影響により流速分布が変形することが予想され、平均流速公式で摩擦抵抗項を表現することの妥当性や適切な流砂モデルについて十分に検討することが必要であると考えられる。

そこで、本研究では、津波が狭窄部を通過する場合を想定し、狭窄部における津波流れの流速の鉛直分布および摩擦速度の時間的、空間的变化を固定床実験で調べた。さらに、海底地形変化の計算に導入することを目的に、圧力勾配の影響を考慮した、底面せん断応力(底面の摩擦速度)の評価式を提案した。

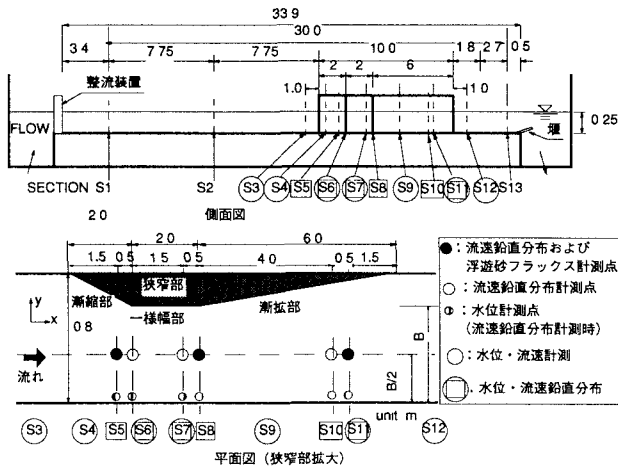


図-1 セットアップ

表-1 実験ケース

ケース名	周期	最大流量	狭窄部幅	初期水深	跳水	粗度
	T (s)	Qmax (m ³ /min)	B (m)	ho (m)		d (mm)
case1	100	7	0.6	0.25	なし	珪砂 0.29
case2	200	7	0.6	0.25	なし	珪砂 0.29
case3	∞	3.5	0.6	0.25	なし	珪砂 0.29
case4	100	7	0.45	0.25	あり	珪砂 0.081

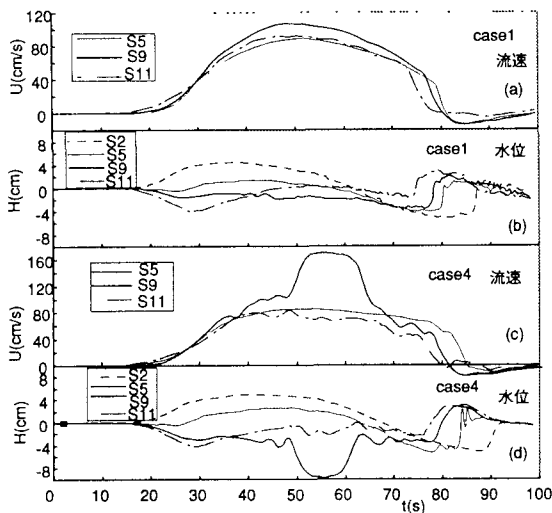


図-2 水面および流速波形

2. 実験方法

実験は、図-1に示す二次元水槽を用い、水槽内に狭窄部を設け、循環流発生装置により津波を模擬した非定常流を発生させた。水槽内の狭窄部は漸縮部で剥離渦が発生しないように、漸縮区間2.0m、一様幅区間2.0m、漸拡区間6.0mとした。粗度は、水路上流端の整流装置から3.4m下流から30mにわたって敷設した。底質は、粒径 $d_{50}=0.29\text{mm}$ の亚克力粒子および粒径 $d_{50}=0.081\text{mm}$ の珪砂の2ケースである。実験ケースを表-1に示す。周期は流量発生から停止まで

を半周期とするcos波形に対して定義した。また、発生するシールズ数は10程度になることを考慮し、case1, 2, 3は、狭窄部幅 $B=0.6\text{m}$ 、case4は、狭窄部幅を0.45mとした。通水は静水状態から開始し、初期水深は0.25mとした。水位計測には、抵抗線式波高計、流速計測には、センサー径4mmの超小型電磁流速計((株)KENEK製)を用いた。なお、プロペラ流速計との流速の比較検討の結果、底面近傍でも良好な流速値が得られた。図-1の各断面で水位と流速を計測し、特にS5, S6, S7, S8, S10, S11では流速の鉛直分布を計測した。鉛直分布計測点の高さは、底面から、6.0, 9.0, 12.5, 20.0, 40.0, 100.0mmである。その他の計測断面は底面から100mmの点で流速および水位を計測した。

3. 実験結果

(1) 水面波形と流速波形

図-2にcase1とcase4における水面および流速の時間変化を示す。流速は底面から100mmの位置の計測値である。水面波形をみると流速の増加とともに上流から下流に向かって水面勾配が生じcase1では $t=30\text{s}$ で水面勾配が最大となる。本実験では、循環流発生装置を使用しているため、上流側の流出と同時に、下流端では流量が吸い込まれる。そのため、通水開始とともに上流側で水位が上昇し、下流側で水位が低下する。流速はほぼ正弦波状の滑らかな変化を示した。 $t=75\text{s}$ 近辺の水位の急激な上昇は、流量停止に伴い下流端で発生する段波である。なお、空間的には、漸縮部と一様幅部(s5~S8)は段波の影響がない時刻まで加速領域、漸拡部(S9~S11)は減速領域である。case4のS9(漸拡部)で跳水の影響が見られる。跳水が発生すると急激な流速の増大と水位の低下が見られた。

(2) 流速の鉛直分布

流速の鉛直分布($z=6\text{mm}\sim 100\text{mm}$)を図-3に示す。相当粗度 k_s を底質粒径 $d=d_{50}$ として、片対数表示した。摩擦速度 u_* は、底面近傍の流速分布が対数分布になると仮定し、底面から6mm~12.5mmの高さの計測点3点を用いそれらの流速値の傾きから求めた。図中には、 $k_s=d$ 、積分定数 $A_f=8.5$ とした粗面对数則も併記した。ただし、本実験は砂粒レイノルズ数(u_*d/ν)が70以下であり、流速分布は粗滑遷移領域に分類される。ちなみに図-3に示した流速分布の積分定数を一般式⁶⁾から求めると $7.2 < A_f < 8.3$ の範囲にある。図-3では、いずれの断面、時刻とも底面付近の3点は、 $1/\kappa$ (κ :カマン定数)を傾きとした直線とみなされ対

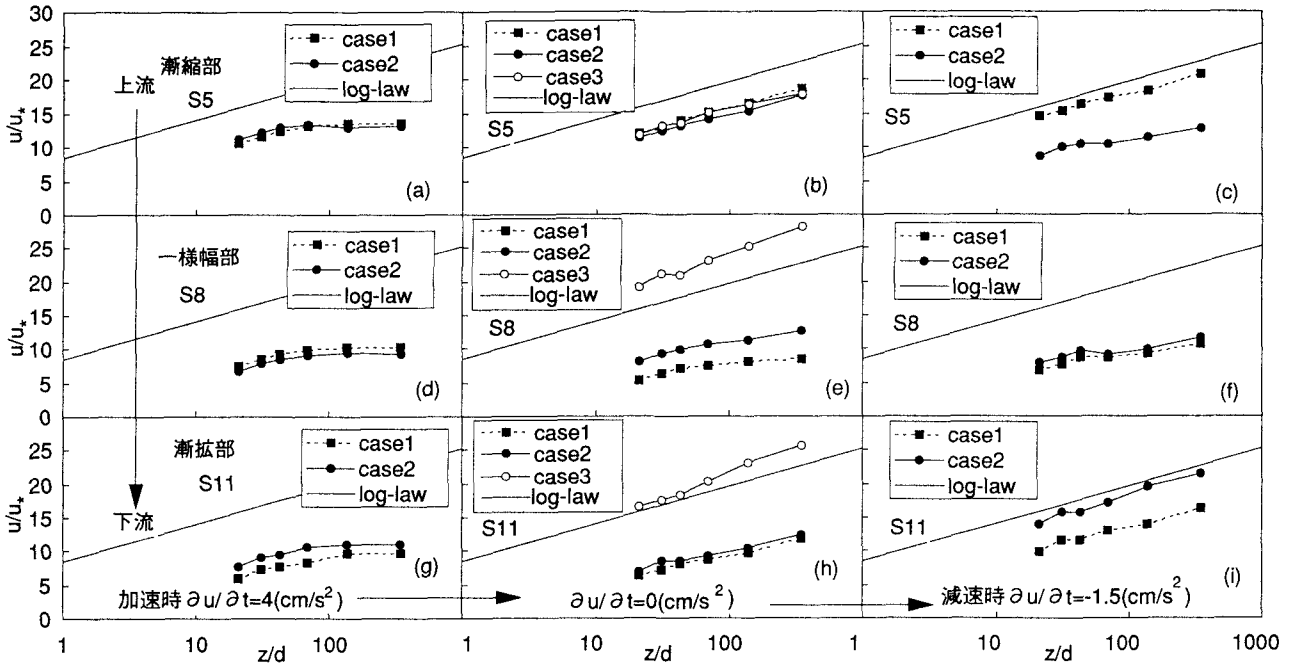


図-3 流速の鉛直分布

数分布となった。底面から離れると対数分布から下方にずれた。ここではこの現象を負のwakeと呼ぶことにする。wakeは、一般に圧力勾配により大きさが変化し、正の圧力勾配では負のwake（流速分布の一様化）、負の圧力勾配では正のwakeとなる。加速時（図(a), (d), (g)）は、S5からS11のいずれの断面でも負のwakeが見られ流速分布が一様化し、強い負の圧力勾配が作用していると考えられる。減速時になるにしたがい、負のwakeは緩和され、漸拡部のS11（図(i)）では、すくなくとも底面から $z=100\text{mm}$ の高さまでは一直線となりほぼ対数分布に従った。定常流で流量が他のケースのピーク流量の半分のcase3の結果では、S11で正のwakeが見られた（図(h)）。wakeを表すパラメータとして加速度の他に、流速の影響もあることが示唆される。また、ほとんどが粗面對数則から大きく下方にずれ、 A_r はほぼ7以下となり、本実験が粗滑遷移領域であることを考慮しても、 A_r の一般式から計算される値より小さい。

(3) log-lawを用いた底面の摩擦速度との比較

底面の摩擦速度の実験結果（図-4）は、小林らが津波場での適用を提案したlog-law型の摩擦速度評価式（ $u_{\tau} = \kappa U / \{\ln(30h/d) - 1\}$ 、 U : 平均流速、 h : 水深）に比べ大きな値を示した。なお、図中例えばS5-6は、S5とS6断面の計測結果の平均値を意味する。S10-11では $t=20\text{s}$ から 50s の加速時に実験結果とlog-law型との差が大きく、 $t=60\text{s}$ を過ぎ減速時になるとlog-law型に近づく。加速時には流速分布が一様化した結果、底面近傍で強い速度勾配が発生し u_{τ} が大きく

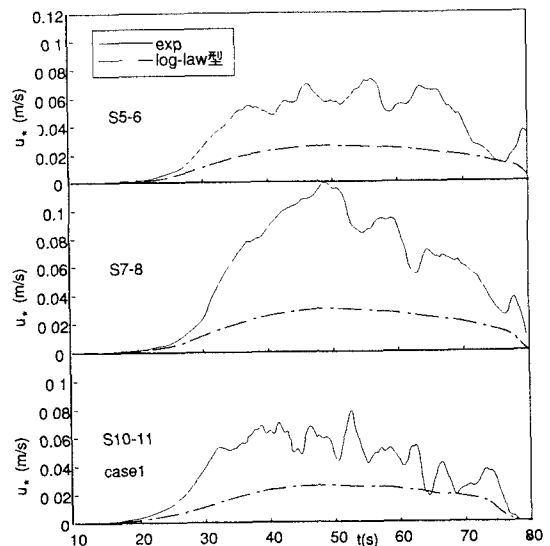


図-4 摩擦速度の時間変化

なる。S5-6とS7-8では、減速時もlog-law型との差が大きく、時間的には減速でも空間的には加速しており、依然強い負の圧力勾配が維持されていると考えられる。また、図-3で $A_r < 7$ となるのは、この大きな u_{τ} によるものと言える。

すなわち、流速分布が一様化した流れ場では、底面の摩擦速度すなわち掃流力はlog-law型の評価式では過小評価となり、摩擦速度の評価には圧力勾配の影響を加味する必要があることが分かった。

4. 底面の摩擦速度の評価方法に関する検討

地形変化の計算の精度向上を目的に、強い圧力勾配下の底面の摩擦速度の評価方法について検討した。な

お、本検討では、case4, S10-11で発生した跳水については、流速や水位の空間変化が急なため、取り扱いわない。

(1) 底面摩擦速度の計算方法

圧力勾配下の摩擦速度（底面せん断応力）を表す式としてカルマンの運動量方程式⁷⁾（式 (1)）を用いた。

$$\frac{\partial(U_{\infty}\delta^*)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(U_{\infty}^2\theta) + \delta^*U_{\infty}\frac{\partial U_{\infty}}{\partial x} = \frac{\tau}{\rho} \quad (1)$$

ここに U_{∞} : 境界層の外縁流速, δ^* : 排除厚, θ : 運動量厚, τ : 底面せん断応力, ρ : 水の密度, t : 時間, x : 座標である。

圧力勾配下の流速分布は、境界層と、一様流速層に分け（図-5）、境界層内の流速は log-wake 則⁸⁾（式 (2)）で表されるとした。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{k_s}\right) + A_r + \frac{\Pi}{\kappa} w(\xi) \quad (2a)$$

$$w(\xi) = 2 \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\xi\right), \quad \xi = \frac{z}{\delta} \quad (2b)$$

ただし、 Π : ウエイクパラメーター, u : 流速, δ : 境界層厚である。

一方、一様流速層の流速は式 (3) で表される。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_0}{u_*} \quad z > \delta \quad (3a)$$

$$u_0 = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{\delta}{k_s}\right) + A_r + \frac{2\Pi}{\kappa} \quad (3b)$$

式 (2), 式 (3) を $k_s/h \ll 1$ として、水深方向に積分し u_* と断面平均流速 U との関係を求めると式 (4) で表される。

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{\delta}{k_s}\right) + A_r - \frac{\delta}{h\kappa} + \left(2 - \frac{\delta}{h}\right) \frac{\Pi}{\kappa} \quad (4)$$

式 (1) の境界層外縁流速を断面平均流速 U で近似し、さらに、排除厚 δ^* , 運動量厚 θ を一様流中の平板に沿う流れにおける関係式 $\delta^* = 2.61\theta$, 境界層厚と排除厚の関係式 $\delta = 3\delta^*$ を用いて消去した後、式 (3) と式 (5) を等値すると、式 (5) が導かれる。

$$a \frac{\partial(U\delta)}{\partial t} + b \frac{\partial}{\partial x}(U^2\delta) + a\delta U \frac{\partial U}{\partial x} = \left[U \left/ \left(\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{\delta}{k_s}\right) + A_r - \frac{\delta}{h\kappa} + \left(2 - \frac{\delta}{h}\right) \frac{\Pi}{\kappa} \right) \right]^2 / \rho \quad (5)$$

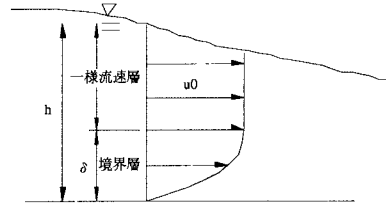


図-5 計算方法の説明

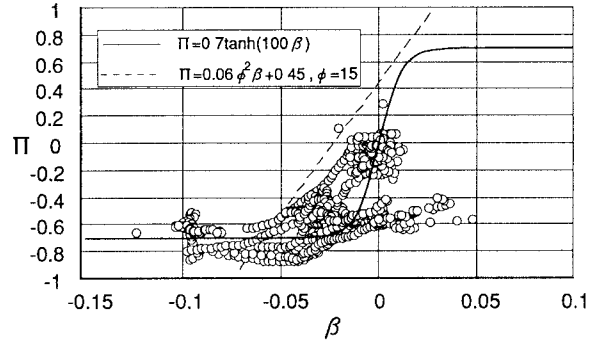


図-6 Π と β の関係

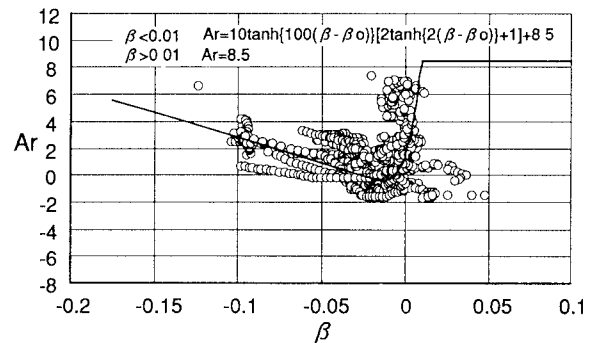


図-7 Ar と β の関係

ただし、 $a = \delta^*/\delta = 1/3$, $b = \theta/\delta^* = 1/7.83$ である。

よって、式 (5) 中の Π と A_r を外部変数で表現できれば、式 (6) および流れの基礎式から数値計算により摩擦速度を求めることができる。

(2) Π と A_r の β に対する関係式の作成

本研究では、例えば欄津ら⁵⁾ にならい、 Π と A_r を圧力勾配パラメーター β を用いて表すことを試みた。 β は欄津ら⁵⁾ や、岡部ら⁹⁾ 等の式があるが、 u_* の評価式の作成するためには u_* を陽に表す方が実用的である。そこで、津波の流速場の計算結果をそのまま使えることを考慮し、 β を断面平均流速 U 等の外部変数で定式化した式 (6)。また、圧力勾配は Π と β の相関を調べた結果から、移流項を代用した。

$$\beta = -\frac{h}{U^2} \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} \right) \quad (6)$$

図-6に β と Π の関係を示す。図-6は、実験ケース全てのデータで、case1, 2, 4の非定常流のケースにおいては、0.05s間隔で β と Π を求めた。 δ の評価が

困難であるため底面から最も遠い計測点 $z=100\text{mm}$ を δ とみなして Π を求めた。また、 $u_*d/\nu > 10$ (ν :動粘性係数)となる時間帯のデータを採用した。参考のため欄津⁹⁾による Π と β の関係式を、流速係数 $\phi (=U/u_*) = 15$, $g \partial h / \partial x \sim (\partial U / \partial t + U \partial U / \partial x)$ と置き換えた結果も併示した。実験データはバラツキが大きいものの、 Π は β が小さい範囲ではほぼ一様で、 $\beta > -0.05$ で正の相関を示す傾向が見られる。 Π と β の関係は、正の相関であることが一般的であり、 β の小さい領域で Π が一様となるものは、既往の研究では見あたらない。上述したように $z=100\text{mm}$ を δ とみなして Π を求めていることに起因していると考えられる。

図-7に A_r と β の関係を示す。 A_r と β の関係については、欄津ら⁹⁾は、実験結果から滑面乱流の積分定数 A_s と β の関係を正の相関で表している。図-7においても、 A_r は、 $\beta > -0.02$ の範囲では正の相関を示し、欄津らと同じ傾向を示した。しかしながら、 $\beta < -0.02$ の範囲では、バラツキが大きく相関を論じることは困難である。連続的なデータの流れから負の相関と見ることができよう。

ここでは、式(5)から摩擦速度の評価式を求める方法について主眼をおくため、大胆に図-6から Π と β の関係式を、図-7から A_r と β の関係式を求めることにした。 Π と β の関係式は、正の領域のデータが少ないものの、データが密な所を通して、かつ、 $\beta=0$ で $\Pi=0$ となることを考慮して式(7)で近似した。 β と A_r の関係式もデータが密な所を通して、かつ、実際の津波では、砂粒レイノルズ数に対して完全粗面対領域の流速分布形となることをふまえて $\beta=\beta_0$ で $A_r=8.5$ となるように式(8)で近似した。式中の β_0 は、後述する数値計算で生ずる β の誤差あるいは非定常性による影響を補正する係数で、本計算では $\beta_0=0.01$ とした。

$$\Pi = 0.7 \tanh(100\beta) \quad (7)$$

$$A_r = 10 \tanh\{100(\beta - \beta_0)\} \times [2 \tanh\{2(\beta - \beta_0)\} + 1] + 8.5 \quad \beta < \beta_0 \quad (8a)$$

$$A_r = 8.5 \quad \beta \geq \beta_0 \quad (8b)$$

(3) 流れの計算結果

流れの計算は、上流端で流量、下流端で水位の実験結果を与え一次元流れの方程式をLax-Wendroffの2step法¹⁰⁾で解いた。さらに跳水付近の数値振動は、Bjorn Enquistら¹¹⁾によるノンリニアフィルタで平滑化した。ただし、摩擦抵抗項は4.(1)の方法を用いずにマニング型($u_*^2 = \rho n^2 U^2 / R^{1/3}$, ρ :密度, n :粗度

係数, R :径深)とし、粗度係数は $n=0.009$ とした。図-8に計算結果を示す。水位と流速は計算結果とよく一致し、4.(1)で述べた底面の摩擦速度の計算方法を用いなくとも、水位と流速の計算結果は実験結果とほぼ一致した。ちなみに、この計算で得られた u_* は図-9の一点鎖線である。一見矛盾した結果であるが、逆を言えば摩擦項に平均流速公式を用いても断面平均流速や、水深についてはこの程度の再現性は確保できると言える。

(4) 底面の摩擦速度の計算結果

式(5)および式(7),式(8)を用いた u_* の計算結果と実験結果を比較する(図-9)。全ての断面で、加速時($t < 40\text{s}$)の負の圧力勾配の影響が u_* に反映され、 u_* はlog-law型およびマニング型による計算結果に比べ大きくなり実験結果をよく表している。特に、S5-6においては、case1, case4とも良好に一致した。負の圧力勾配に起因する流速分布の一様化により、底面の u_* が大きくなったといえる。しかし、case1のS7-8, S10-11では加速時を過ぎると、計算結果は大きく減少し過小評価となった。 Π , または A_r と β の関係式(式(7), (8))の精度に起因すると考えられ、より精度の高い検討が必要であると言える。また、S10-S11は、図-8のS10-S11で実験と計算の U を比較すると、実験の方が大きい値を示していることから、実験では、水路断面形状による偏流が発生していると推測され、 U , u_* が計算と異なる一因と考えられる。

図-10に、 h , u_* , δ の縦断分布(計算結果)を示す。 δ の上流端は、 $\delta = k_s (=d)$ として与えた。 δ は、上流端から発達し、 $x=-10\text{m}$ で一様となるが水深まで発達しない。狭窄部では、 δ は急激に減少し、漸拡部区間では水面まで発達する。 δ が小さいと流速分布の一様化に伴って u_* は大きくなることが分かる。

5. おわりに

狭窄部における津波による地形変化計算の精度向上のため、狭窄部における流速鉛直分布特性を把握し、底面せん断応力特性を求めた。

狭窄部においては強い負の圧力勾配により流速分布が一様化し、それにともない底面せん断応力も大きくなることを実験結果から示した。さらに、その値は、log-law型の摩擦速度の評価式から計算される値に比べて大きく、圧力勾配下で適用できる摩擦速度の評価式の必要性を示した。

提案した摩擦速度の評価式は、カルマンの運動量方程式とlog-wake則で表される流速分布式に基づい

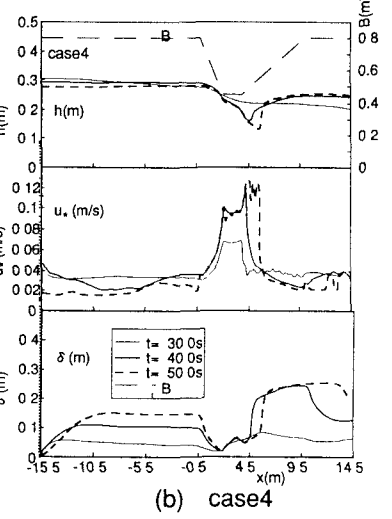
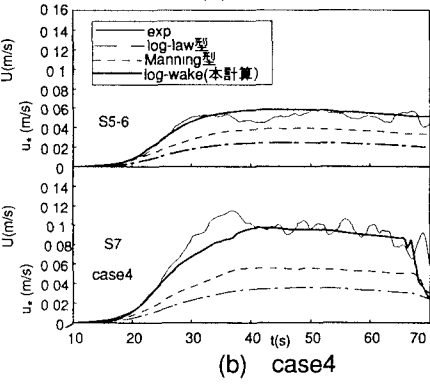
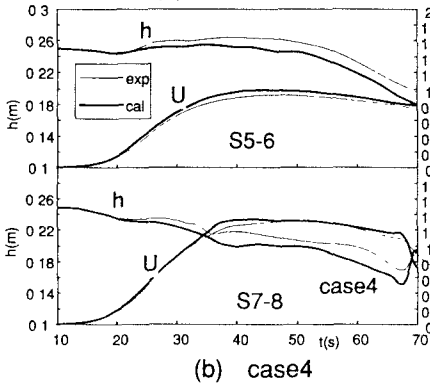
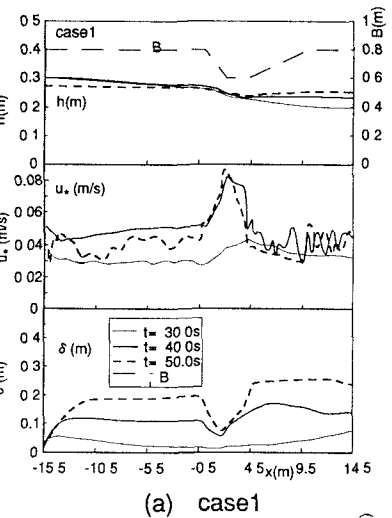
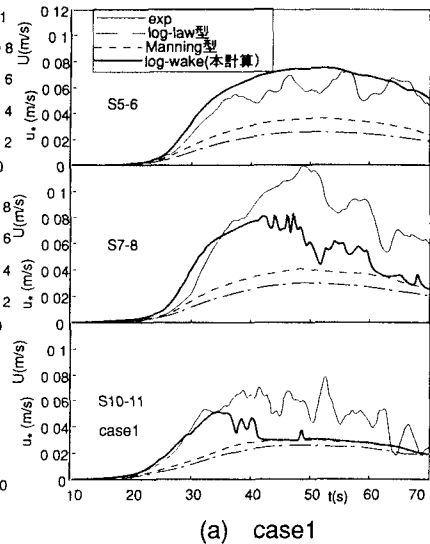
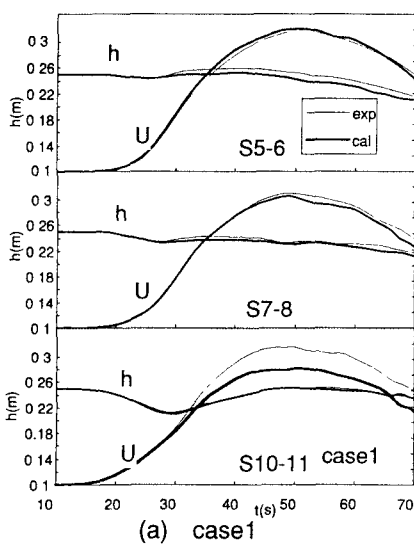


図-8 hとUの計算と実験の比較

図-9 u_xの計算と実験の比較

図-10 h, u_x, deltaの縦断分布の計算結果

て誘導した。II, あるいはArとβの関係については、議論の余地が残されてはいるものの、計算の結果、摩擦速度の実験結果をよく表したことから、実務上有用なものと考えられる。

なお、この計算モデルによる地形変化実験の再現計算を文献¹²⁾に発表したことを付記する。また、並行して行われた移動床実験の結果では、流速分布の一樣化に起因して浮遊砂濃度分布が上層への巻上が抑制された形状となった。移動床実験の結果については、別途、報告する予定である。

謝辞：本研究を進めるに当り、岩手県立大学の首藤伸夫教授、東北大学の田中仁教授、今村文彦助教授、京都大学の高橋助手から貴重な御指導を頂いたことを記して謝意を表します。

参考文献

1) 首藤伸夫：津波による土砂の輸送，東北大学工学部津波防災実験所研究報告，第6号，pp.1-56,1989
 2) 高橋智幸・今村文彦・首藤伸夫：土砂移動を伴う津波計

算方法の開発，海岸工学論文集，第39巻，pp.231-235,1991
 3) 藤井直樹・大森政則・高尾誠・大谷英夫：津波による港内流況の数値計算，海岸工学論文集，第44巻，pp.291-295,1997
 4) 小林昭男・織田幸伸・東江隆夫・高尾誠・藤井直樹：津波による砂移動に関する研究，海岸工学論文集，第43巻，pp.691-695,1996
 5) 欄津家久・門田章宏・戸田孝史・中川博次：加速流および減速流の解析手法とその乱流特性，土木学会論文集No.509/II-30,pp.89-97,1995.2
 6) 土木学会：水理公式集，p.8,1985
 7) 例えば，日野幹雄：流体力学，朝倉出版，pp.146-152,1974
 8) 例えば，欄津家久：水理学・流体力学，朝倉出版，pp.106-108, 1995
 9) 岡部健士・杉尾捨三郎：均質な2次元開水路漸拡流の水理学的特性について，第25回水理講演会論文集，pp.119-124,1981
 10) 例えば，Abbott,M.B. and D.R.Basco : Computational fluid dynamics an introduction for engineers,Longman Scientific & Technical,pp.225-230,1989
 11) Bjorn Enquist・Per Lotstedt・Bjorn Sjogreen : Nonlinear Filters for Efficient Shock Computation, MATHEMATICS OF COMPUTATION Vol.52, No.186, April pp.509-537,1989
 12) 藤井直樹・大森政則・高尾誠・金山進・大谷英夫：津波による海底地形変化に関する研究，海岸工学論文集，第45巻，pp.376-380,1998

(1998. 9.30受付)